

УДК 535.2.01

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С ПРОВОДНИКОМ КРУГОВОГО СЕЧЕНИЯ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ

В. М. Комолов, В. М. Кузьмичев и Ю. М. Латынин

Получены строгие формулы для факторов эффективности поглощения, рассеяния и ослабления при наклонном падении плоской электромагнитной волны на бесконечный цилиндр кругового сечения с комплексной диэлектрической проницаемостью и проведены предварительные исследования их на основе анализа результатов численного счета.

Исследование интегральных энергетических характеристик взаимодействия (факторов эффективности поглощения, рассеяния и ослабления) металлических нитей кругового сечения с электромагнитными волнами при наклонном падении представляет интерес из-за применения первых в качестве приемных элементов различных приборов для преобразования и регистрации параметров падающего излучения. Наряду с этим оно имеет и самостоятельное значение, так как до последнего времени подобные исследования проводились лишь для случая нормального падения [1-3].

Формулы для коэффициентов поглощения $A^{E,H}(\theta, \lambda)$, полученные авторами [4] в геометрическом приближении, позволяют без учета влияния дифракции исследовать поведение фактора эффективности поглощения $Q_{\text{погл.}}^{E,H}(\theta, a/\lambda, m)$, где $\pi/2 - \theta$ — угол между осью цилиндра радиуса a и направлением волнового вектора k , m — комплексный показатель преломления, в случае a намного превышающем длину падающей волны λ , т. е. когда $ka = x \rightarrow \infty$. С другой стороны, пользование при расчетах соотношениями для коэффициентов поглощения требует знания области величин поперечных размеров цилиндра, начиная с которой отлицием $A^{E,H}$ от $Q_{\text{погл.}}^{E,H}$ можно пренебречь. Последнее можно сделать только на основании сравнения результатов вычислений по приближенным соотношениям $A^{E,H}(\theta, \lambda)$ с расчетами по точным формулам для $Q_{\text{погл.}}^{E,H}$, которые до настоящего времени не были получены. Цель настоящей работы состояла в получении строгих соотношений для факторов эффективности взаимодействия электромагнитного излучения при наклонном падении на безграничный цилиндр с поглощением и их предварительном исследовании.

По определению $Q_{\text{погл.}}^{E,H}(\theta, a/\lambda, m)$ и $Q_{\text{расс.}}^{E,H}(\theta, a/\lambda, m)$ характеризуют долю энергии от падающего на цилиндр потока, поглощаемую и соответственно рассеиваемую цилиндром

$$Q_{\text{погл.}, \text{расс.}}^{E,H} = \frac{P_{\text{погл.}, \text{расс.}}^{E,H}}{\langle S \rangle G_n}, \quad (1)$$

где $P_{\text{погл.}, \text{расс.}}^{E,H}$ — средняя за период мощность E - и H -поляризованных волн, поглощенная или рассеянная участком цилиндра длины l , $\langle S \rangle$ — усредненное за период значение вектора Пойнтинга для падающего поля в месте расположения цилиндра, G_n — площадь проекции геометрического сечения участка цилиндра длины l на фронт падающей волны, равная $2al \cos \theta$.

Сумма $Q_{\text{погл.}}^{E, H}$ и $Q_{\text{расс.}}^{E, H}$ дает фактор эффективности ослабления, определяющий величину энергии, изымаемой телом из падающего на него потока. Мощность, поглощаемую цилиндром, можно найти по соотношению [5]

$$P_{\text{погл.}} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_s [E^E (H^E)^*] nds, \quad (2)$$

где E^E и H^E — комплексные амплитуды полного поля вне цилиндра, s — боковая поверхность цилиндра, а n — внутренняя нормаль к ней.

Подставляя в (2) выражения для полей, полученных в [6], и интегрируя по поверхности, а также деля $P_{\text{погл.}}$ на $\langle S \rangle$ и G_n , получаем $Q_{\text{погл.}}^{E, H}$ в следующем виде:

$$Q_{\text{погл.}}^{E, H}(\theta, a/\lambda, m) = \frac{2}{g} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [\operatorname{Re} A_n^{E, H} - |A_n^{E, H}|^2 - |C_n^{E, H}|^2], \quad (3)$$

где $g = ka \cos \theta$ — безразмерное поперечное волновое число;

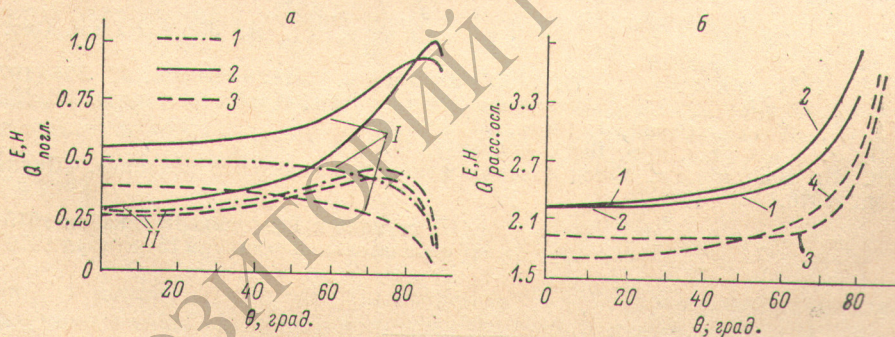
$$A_n^{E, H} = \frac{J_n(g)}{H_n^{(1), (2)}(g)} \pm \frac{2i \left[\frac{H_n'^{(1), (2)}(g)}{H_n^{(1), (2)}(g)} - \frac{\alpha^{E, H} J_n'(p)}{p J_n(p)} \right]}{\pi g^2 [H_n^{(1), (2)}(g)]^2 D_n}, \quad (4)$$

$$\alpha^E = 1, \quad \alpha^H = m^2; \quad m = m' \pm im''; \quad p = ka \sqrt{m^2 - \sin^2 \theta}, \quad (5)$$

$$C_n^E = C_n^H = n \sin \theta \left(\frac{1}{g^2} - \frac{1}{p^2} \right) \frac{2}{\pi g^2 [H_n^{(1), (2)}(g)]^2 D_n}, \quad (6)$$

$$D_n = n^2 \sin^2 \theta \left(\frac{1}{g^2} - \frac{1}{p^2} \right)^2 - \left[\frac{1}{g} \frac{H_n'^{(1), (2)}(g)}{H_n^{(1), (2)}(g)} - \frac{1}{p} \frac{J_n'(p)}{J_n(p)} \right] \times \\ \times \left[\frac{1}{g} \frac{H_n'^{(1), (2)}(g)}{H_n^{(1), (2)}(g)} - \frac{m^2 J_n'(p)}{p J_n(p)} \right], \quad (7)$$

$J_n(g)$, $H_n^{(1), (2)}(g)$, $J_n'(p)$, $H_n'^{(1), (2)}(g)$ — функции Бесселя и Ханкеля (первого и второго рода) и их производные, а n — индекс суммирования. Выбор



Ni, $\lambda = 0.7$ мкм, $m = 1.87 + 3.99i$, $a - 1 - a/\lambda = 5.0$, $2 - a/\lambda = 1.0$, $3 - a/\lambda \rightarrow \infty$ (см. [4]), $I - Q_{\text{погл.}}^H$; $II - Q_{\text{погл.}}^{E, H}$. $\delta - a/\lambda = 1$; $1 - Q_{\text{осл.}}^E$, $2 - Q_{\text{осл.}}^H$, $3 - Q_{\text{расс.}}^E$, $4 - Q_{\text{расс.}}^H$.

знака «+» в (4), (5) приводит всюду к выбору функции Ханкеля первого рода $H_n^{(1)}(g)$, знаку «-» в (4), (5) соответствует $H_n^{(2)}(g)$. Первый член в сумме (3) описывает ослабление, а вторые два — рассеяние.

Трудности исследования поглощения и рассеяния обусловлены сложностью вычислений функции Бесселя от комплексного аргумента, а также тем, что вид элементов суммы (3) не оптимален при расчетах на ЭВМ. Численные расчеты $Q_{\text{погл.}}^{E, H}$, $Q_{\text{расс.}}^{E, H}$, $Q_{\text{осл.}}^{E, H}$ для некоторых металлов (Ni, W, Pt) были осуществлены для области $a/\lambda = 0.2 \div 5$ в диапазоне длин волн $0.5 \div 2.0$ мкм.

В области малых углов θ при $a/\lambda > 1$ максимальное значение индекса суммирования независимо от m имеет тот же порядок, что и g , и убывает с ростом θ . На рисунке, $a, б$ приведены графики численных расчетов факторов для никелевого цилиндра для $\lambda=0.7$ мкм в функции угла θ . Для сравнения на рисунке, a пунктирными линиями показано поведение коэффициентов поглощения, полученных в [4] в геометрическом приближении. Из проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Доля рассеянной энергии, переносимой возникшим H -поляризованным излучением при дифракции E -поляризованной волны, равна величине рассеянной энергии E -поляризованного излучения, возникшего при падении H -поляризованной волны.

2. Значения $Q_{\text{погл.}}^{E,H}$ для цилиндров, у которых поперечные размеры много больше длины волны, приближаются к коэффициентам поглощения $A^{E,H}(\theta, \lambda)$. Экспериментально полученная зависимость $Q_{\text{погл.}}^{E,H}(\theta, a/\lambda, m)$ от угла θ для толстых цилиндров [4] удовлетворительно согласуется с численными расчетами по формуле (3). Положение точки инверсии знака дихроизма зависит от величины a/λ . Характер зависимости $Q_{\text{погл.}}$ от a/λ в области малых и больших углов θ различен.

3. Для определенных углов $\theta = \theta'_0$, зависящих от материала и радиуса цилиндра, а также длины волны существует точка инверсии знака дихроизма: при $\theta > \theta'_0$ $Q_{\text{расс.}}^E < Q_{\text{расс.}}^H$ и, наоборот, $Q_{\text{расс.}}^E > Q_{\text{расс.}}^H$ при $\theta < \theta'_0$.

4. При $\theta \approx \pi/2$ величина поглощенной энергии убывает, а следовательно, $Q_{\text{расс.}}$ мало отличается от $Q_{\text{осл.}}$, рассеяние и ослабление при этом возрастают, особенно для небольших a/λ .

Преобразование (3) с выделением элементов матрицы рассеяния (фазовых функций) [1, 7, 8] позволит повысить эффективность расчетов факторов и выявить физические закономерности их поведения при изменении параметров.

Авторы благодарны В. В. Намышану и Ф. С. Новохатскому за помощь в вычислениях.

Литература

- [1] Г. ван де Хилфт. Рассеяние света малыми частицами. ИЛ, М., 1961.
- [2] В. Н. Лебедева. Опт. и спектр., 32, 1185, 1972.
- [3] В. В. Камышан, В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин. Опт. и спектр., 40, 146, 1976.
- [4] В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин. Опт. и спектр., 37, 564, 1974.
- [5] Л. А. Вайнштейн. Электромагнитные волны. «Советское радио», М., 1957.
- [6] J. R. Wait. Canad. J. Phys., 33, 189, 1955.
- [7] D. S. Saxon. Phys. Rev., 100, 1771, 1955.
- [8] В. В. Бабиков. Метод фазовых функций в квантовой механике. «Наука», М., 1976.

Поступило в Редакцию 18 декабря 1975 г.
В окончательной редакции 15 октября 1976 г.